Phys. hat.

Oberlin College Library
JUL 23 1920
Not to be Drawn

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. 1. Januar 1917. 18. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 2 am 13. Januar 1917.

INHALT:

Originalmitteilungen:
A. Wigand, Die Ionisierung der Erdatmosphäre durch den Halleyschen Kometen 1910, ein Beitrag zur Kenntnis des Ursprungs der durchdringenden Strahlung. S. 1.
H. Starke, Resonanz in eisenhaltigen Kreisen. S. 6.
A. Pflüger, Ein einfacher veränderlicher Kondensator. S. 13.
A. Hartmann, Über das innere Atomfeld des Lithiums. S. 14.
V. Kutter, Das periodische System der Elemente in der elementaren Spektralanalyse. S. 16.
Besprechungen:
E. Grimsehl, Lehrbuch der Physik. S. 18.
J. W. Giltay, De strijkinstrumenten uit een natuurkundig oogpunt beschouwd. S. 18.
W. Ramsay, Moderne Chemie. S. 19.
H. Rübesamen, Über Empfangsstörungen und elektrisch-meteorologische Elemente der Atmosphäre. S. 19.
Tagesereignisse. S. 20.
Personalien. S. 20.
Gesuche. S. 20.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Ionisierung der Erdatmosphäre durch den Halleyschen Kometen 1910, ein Beitrag zur Kenntnis des Ursprungs der durchdringenden Strahlung.

Von Albert Wigand.

Im Anschluß an meine luftelektrischen und erdmagnetischen Beobachtungen in Halle beim Durchgang des Halleyschen Kometen im Mai 1910[1]) habe ich die Literatur über gleichartige Beobachtungen an andern Orten verfolgt, um zu sehen, ob die gefundenen Störungen reell waren, ob sie in ursächliche Beziehung zum Kometen gebracht werden dürfen, und welcher Art die physikalische Ursache der Störungen war. Fräulein cand. phys. Margarete Sarnow in Halle hat mich bei der Bearbeitung dieses Gegenstandes unterstützt. Ihre demnächst erscheinende Dissertation wird das Ergebnis enthalten. Einstweilen möchte ich bereits kurz über die Beobachtungen der Luftionisierung beim Durchgang des Kometen zwischen Erde und Sonne berichten, da sie mir Licht zu werfen scheinen auf die zur Zeit viel erörterte Frage des Ursprungs der durchdringenden Strahlung in der Atmosphäre.

Die uns bekannt gewordenen Beobachtungen der durchdringenden Strahlung, Zerstreuung, Leitfähigkeit und Ionenzahl in der Atmosphäre während der Durchgangszeit des Kometenkopfes und -schweifes (18.—22. V.) sind in der Tabelle zusammengestellt. Die 17 Beobachtungsorte folgen einander nach der geographischen Länge von O nach W. Die Zeitangaben sind alle nach MEZ gemacht. In der Spalte „Zeit" ist für die Orte mit deutlicher Wirkung die Dauer derselben, für die andern Orte die in Betracht kommende ganze Beobachtungszeit angegeben.

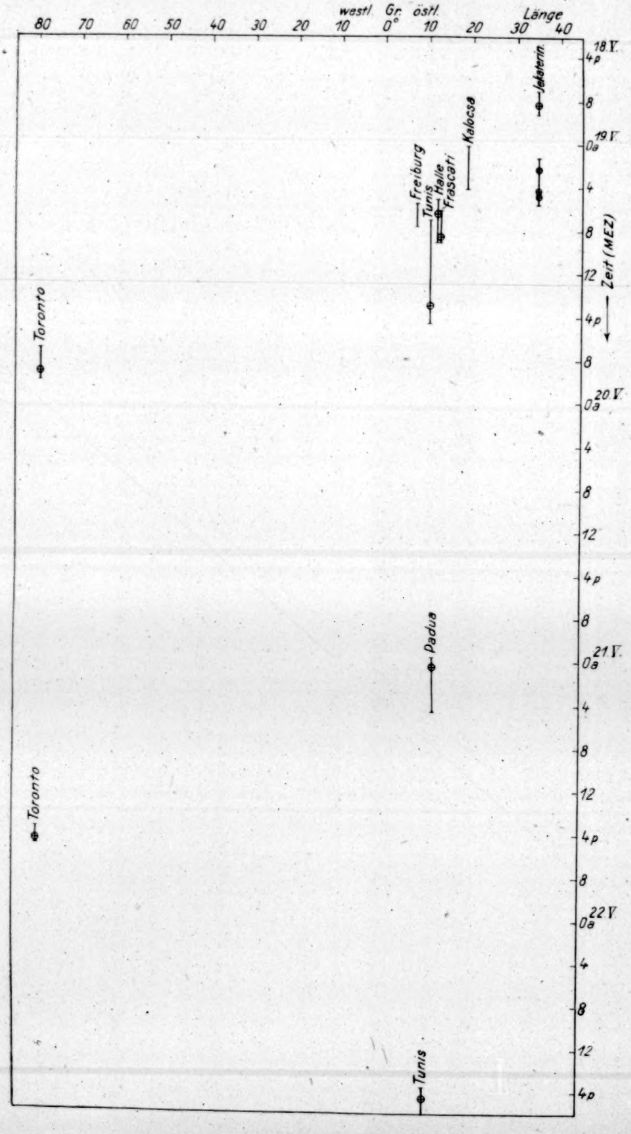
Es zeigt sich, daß an 11 von den 17 Orten eine erhöhte Ionisierung der Luft während des Kometendurchgangs gefunden wurde. Dies gleiche Ergebnis unabhängiger Beobachtungen nach verschiedenartigen Methoden in demselben Zeitraum an mehreren Orten läßt einen Zweifel an der objektiven Tatsache kaum zu, trotz der negativen Ergebnisse für einige andere Orte. Dabei ist Folgendes zu beachten: Vergleicht man die einzelnen Veröffentlichungen untereinander, so fällt sofort auf, daß die mitgeteilten Beobachtungen der verschiedenen Orte recht ungleichwertig sind. Als Gründe dafür kommen hauptsächlich folgende in Betracht: Die z. T. unbestimmten Angaben über die Beobachtungszeit und die Ergebnisse; ferner die mitunter nicht genügend lange Beobachtungszeit vor, während und nach dem Kometendurchgang; schließlich die Unterschiede der Meßgenauigkeit und der Ausschaltung von Fehlerquellen und meteorologischen Einflüssen. Bei strenger Prüfung der einzelnen Beobachtungen zum Vergleich untereinander müßten einige ausgeschieden werden.

Es wäre erwünscht, daß diese vergleichende Zusammenstellung die Beobachter von damals dazu anregte, ihre bereits publizierten Messungen durch genauere Angaben zu ergänzen und mit den andern Beobachtungen zu vergleichen, damit das Gesamtergebnis klarer hervortritt. Auch liegen vielleicht noch unpublizierte oder von uns übersehene Beobachtungen dieser Art vor, die zu berücksichtigen wären. Im Augenblick kann nur mit einer gewissen, wenn auch nicht ge-

1) A. Wigand, Verb. d. D. Physik. Ges. **12**, 511, 1910.

Nr.	Ort	Geogr. Länge	Nördl. geogr. Breite	Zeit (MEZ)	Beobachtung	Ergebnis (meist Relativwerte)	Wetter	Beobachter, Zitat.
1.	Jekaterinoslaw	35° 0′ östl. Gr.	48° 31′	a) **18. V.** 7p—9p 10 Max. 8p 15 b) **19. V.** 1a 10—5a30 Max. $\lambda+$ 2a 13 u. 4a 13 $\lambda-$ 4a 40	Leitfähigkeit	Erhöhung 1 auf 3,5 a) für $\lambda+$ b) für $\lambda+$ u. für $\lambda-$	Schwacher Wind, Himmel teilweise bedeckt.	K. v. Kotelow, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 307, 1911.
2.	Kalocsa (Ungarn)	18° 58,4′ östl. Gr.	46° 32,7′	a) **19. V.** 0—4a b) **20. V.**	Ionenzahl	Erhöhung a) $n+$ 1132 auf 1863 $n-$ 1019 auf 1178 (Nur bis 4a gemessen, Morgenmax. nicht mit) b) Max. $n+$ 3019 $n-$ 1260	Klarer Himmel, staubfreie Luft, nahezu windstill.	A. Riegl, Met. Zeitschr. **27**, 313, 1910.
3.	Frascati	12° 40,8′ östl. Gr.	41° 48′	**19. V.** 6a—9a Max. 8a—9a	a) Durchdring. Strahlung b) Ionenzahl	a) Erhöhung 30 auf 50 (nur Stundenmittelwerte) b) Keine Änderung	Vorwiegend heiter, einige schwache Stratuswolken, Horizont nebelig. Schwacher Wind. Temp., rel. Feucht., Bar. wie vorher.	D. Pacini, Ann. Uffic. Centr. Meteor. Ital. **32**, 1a, 1910.
4.	Ballon Hildebrand, Schmargendorf (a) — Mölln (b)	a) 13° 19′ östl. Gr. b) 10° 41,9′ „ „	a) 52° 28,7′ b) 53° 37,7′	**19. V.** 0a 56—9a 38 (Fahrtdauer)	Leitfähigkeit	Keine Änderung	—	G. Lüdeling, Leipz. Ber. **63**, 8, 1911; Erg. d. Arb. des Kgl. Pr. Aeronaut. Obs. Lindenberg **6**, 240, 1911.
5.	Halle (Saale)	11° 58,7′ östl. Gr.	51° 30′	**19. V.** 5a—9a Max. $\lambda-$ 6a 17 Max. $\lambda+$ 6a	Zerstreuung	Erhöhung 2 auf 7 für $\lambda+$ und für $\lambda-$	Leichte Bewölkung mit zeitweiser Aufklärung; in größerer Höhe dünne Nebelschleier. Schwacher Wind.	A. Wigand, Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 511, 1910.
6.	Padua	11° 53,6′ östl. Gr.	45° 24,3′	a) **19. V.** b) **20. V.** 11p 30 bis **21. V.** 4a 30 Max. 0a 20	Zerstreuung	a) Keine Änderung b) Erhöhung 4,5 auf 6,5	Himmel teilweise bedeckt. Wind konstant, leichter Nebel morgens.	R. Alpago u. C. Silva. Atti del Istituto Veneto **64** (VIII), 12, S. 1169, 1910/11.
7.	Bologna	11° 21,1′ östl. Gr.	44° 30,8′	**19. V.**	Ionenzahl	Erhöhung	—	L. Amaduzzi, „Kometen u. Elektronen", von A. Righi, S. 60, 1911.
8.	Wolfenbüttel	10° 32,7′ östl. Gr.	52° 10,3′	**18. V.** 6p bis **19. V.** 7a	Zerstreuung	Keine Änderung	Lebhafter Wind zur Zeit der Annäherung des Kometen.	W. Hagemann u. J. Schünemann, Met. Ztschr. **28**, 41, 1911.

9.	Tunis	10° 12′ östl. Gr.	36° 48,5′	a) **19. V.** 7ª–4ᵖ 30 Max. 2ᵖ 50 b) **22. V.** 3ᵖ 30–6ᵖ Max. 4ᵖ 20	Zerstreuung	a) Erhöhung etwa 1 auf 3 b) Erhöhung etwa 1 auf 2	Starker Wind, Himmel bedeckt.	G. Accolla, Nuovo Cim. (6) I, 1911.
10.	Ballon Frankfurt a. M. Griesheim (a) — Ederbringhausen (b)	a) 8° 36,7′ östl. Gr. b) 9° 0,3′ „ „	a) 50° 54′ b) 51° 10,9′	**19. V.** 8ª 28–3ᵖ 22 (Fahrtdauer) Max. 11ª 30	Leitfähigkeit	Erhöhung in 4500 m, in größeren Höhen wieder normal.	—	F. Linke, Ber. d. Physik. Vereins zu Frankfurt a/M. 1909/10.
11.	Feldberg (Taunus)	8° 30′ östl. Gr.	50° 14,3′	**19. V.**	Ionenzahl	Keine Änderung	Himmel teilweise bewölkt.	F. Linke, Ber. d. Physik. Vereins zu Frankfurt a/M. 1909/10.
12.	Freiburg (Schweiz)	7° 8′ östl. Gr.	46° 48′	**19. V.** 5ª 30–7ª 30	Durchdringende Strahlung	Erhöhung 10 auf 13,5 (nur Mittelwerte für 2 Stunden)	Nach Regen starke Altocumulusbedeckung u. hohe Feuchtigkeit.	A. Gockel, Jahrb. d. Rad. **9**, 14, 1912.
13.	Paris	2° 20,2′ östl. Gr.	48° 50,2′	**19. V.** 3ª 35	Durchdringende Strahlung	Erniedrigung 2,1 auf 1,9 (Änderung nicht sicher nachgewiesen)	Gleichzeitige Luftdruckabnahme.	J. A. Lebel, C. R. **150**, 1372, 1910.
14.	Ebroobservatorium (bei Tortosa)	0° 29,6′ östl. Gr.	40° 49,2′	**19. V.**	a) Leitfähigkeit b) Beweglichkeit der Ionen c) Ionenzahl	(Nur Tagesmittelwerte) a) Erhöhung, b) Verminderung, $v+$ 1,2 auf 0,9, $v-$ 1,2 „ 0,8 c) Erhöhung, $n+$ 1300 auf 1900, $n-$ 1100 „ 1680	Fast windstill, wolkiger Himmel, Luft ziemlich durchsichtig, 1,3 mm Regen tagsüber, nur $4^1/_2$ Std. Sonnenschein	P. Cirera u. Ubach, C. R. **150**, 1494, 1910.
15.	Dyrafjord (Island)	23° 30′ westl. Gr.	65° 53′	**18.–22. V.**	Leitfähigkeit	Keine Änderung	Unbeständiges Wetter u. Wind wie an den benachbarten Tagen.	A. Ansel, Nachr. d. K. Ges. d. Wiss., Göttingen, Math.-Phys. Kl., 1912.
16.	Toronto (Ontariosee)	79° 23,7′ westl. Gr.	43° 39,6′	a) **19. V.** 7ᵖ–10ᵖ Max. 9ᵖ 10 b) **21. V.** 3ᵖ 30–5ᵖ Max. 4ᵖ 30	Durchdringende Strahlung	Erhöhung a) 30 auf 100 b) 30 „ 130	—	A. Thompson, Terr. Magn. **16**, 25, 1910.
17.	Kyoto (Japan)	135° 47′ östl. Gr.	35° 1′	**18.–22. V.**	Leitfähigkeit	Keine Änderung	19. V. sonniger Tag.	R. Ichinohe, M. Kinoschita, M. Kimura, Kyoto Mem. 1910, S. 155.


westl. Gr. östl.
Länge
80 70 60 50 40 30 20 10 0° 10 20 30 40
18.V.
19.V.
20.V.
21.V.
22.V.
Zeit (MEZ)
Jekaterin.
Kalocsa
Freiburg
Tunis
Halle
Frascati
Toronto
Padua
Toronto
Tunis

rade überwältigenden Wahrscheinlichkeit von einer Erhöhung der Luftionisierung beim Kometendurchgang gesprochen werden.

Zur Untersuchung der Frage, ob der Komet die Ursache dieser Wirkung war, betrachten wir ihren zeitlich-örtlichen Ablauf. In der Figur ist die Zeit der am sichersten erscheinenden positiven Störungen als Funktion der geographischen Länge des Beobachtungsortes dargestellt; die Maxima der Störungen sind mit ⊕ bezeichnet. Man sieht sofort zweierlei: Es sind drei getrennte Wirkungen vorhanden. Und diese schreiten von O nach W fort mit einer Geschwindigkeit, die bei den einzelnen Wirkungen nicht sehr verschiedene Beträge aufweist; die Neigung der die einzelnen Wirkungen darstellenden Kurven ist nahezu gleich.

Am 18. und 19. V. sind zwei Wirkungen zu erkennen, die einander in einem Zwischenraum von mehreren Stunden folgen, nämlich 1. Jekaterinoslaw — Kalocsa — Halle — Freiburg — Toronto, und 2. Jekaterinoslaw — Frascati — Halle — Tunis — Freiburg. In Halle und Freiburg erscheinen diese beiden Wirkungen zu einer einzigen zusammengezogen. Die in Tunis am 22. V. gefundene Störung scheint mit der zweiten Wirkung nach einem vollen Umlauf um die Erde identisch zu sein. Eine dritte Wirkung läuft am 20. und 21. V. von Padua bis Toronto.

Zur Berechnung der Geschwindigkeit des Fortschreitens der drei Wirkungen seien folgende Einzelstörungen zusammengefaßt: 1. die erste Störung von Jekaterinoslaw mit der ersten von Toronto, 2. die beiden Störungen von Tunis, 3. die zweite Störung von Padua mit der zweiten von Toronto. Dann ergeben sich, je nachdem man die Anfangszeit oder die Maximumszeit der Störungen einsetzt, für die Fortschreitungsgeschwindigkeit die Werte der kleinen Tabelle:

eindeutiges Bild, zum mindesten nicht für das Verhalten des Schweifes. Nach der Berechnung von A. O. Leuschner[1]), die als die beste gilt, war die Zeit für den Vorübergang des Kometenkopfes vor der Sonne, bezogen auf den Erdmittelpunkt:

19. V. $4^h\ 39^m\ 37^s$ bis $5^h\ 38^m\ 27^s$ *am MEZ*.

Die Angaben für den Durchgang des Schweifes sind unsicher und z. T. widersprechend wegen der Schwierigkeiten, die Krümmung des Schweifes zu bestimmen, und weil der Schweif offenbar aus mehreren Ästen bestand. Man kann annehmen, daß die Erde jedenfalls zur Zeit des Kopfvorübergangs durch einen Teil des Schweifes gegangen ist. Nach anderen Angaben soll der Durchgang der Erde durch den Schweif vom 19. abends bis 21. morgens gedauert haben oder auch schon am 20. früh beendet gewesen sein. Andrerseits wird auch behauptet, die Hauptstrahlen des Schweifes seien am 20. und 21. nördlich der Erde vorbeigegangen.

Im ganzen genommen war jedenfalls die gefundene erhöhte Luftionisierung gleichzeitig mit dem Durchgang von Kopf und Schweif des Halleyschen Kometen; und die Behauptung eines ursächlichen Zusammenhangs ist nicht zu gewagt.

Welcher Art ist nun der physikalische Vorgang bei einer solchen Ionisierung der Erdatmosphäre durch den Kometen? Da nach den Messungen an drei Orten die Ionisierung beim Kometendurchgang durch eine Erhöhung der durchdringenden Strahlung entstand, ist anzunehmen, daß an den acht andern Orten die Erhöhung der Zerstreuung, Leitfähigkeit und Ionenzahl ebenfalls ausschließlich oder überwiegend auf Verstärkung der durchdringenden Strahlung beruhte. Die Ursache dieser Ionisie-

Wirkung	Ort	geogr. Länge	Längen-diff.	Anfangs-zeit	Zeitdiff.	O-W-Geschwindk. n. Anf.-Zeit	Maximums-zeit	Zeitdiff.	O-W-Geschw. n. Max.-Zeit
1.	Jekater. Toronto	ö. 35,0° w. 79,4	114,4°	18. V. 7^p 19. V. 7^p	24,0 St.	4,8° St.	18. V. $8^p\ 15$ 19. V. $9^p\ 10$	24,9 St.	4,6° St.
2.	Tunis	ö. 10,2	360	19. V. 7^a 22. V. $3^p\ 30$	80,5 „	4,5 „	19. V. $2^p\ 50$ 22. V. $4^p\ 20$	73,5 „	4,9 „
3.	Padua Toronto	ö. 11,9 w. 79,4	91,3	20. V. $11^p\ 30$ 11. V. $3^p\ 30$	16,0 „	5,7 „	21. V. $0^a\ 20$ 21. V. $4^p\ 30$	16,2 „	5,6 „

Die annähernde Übereinstimmung dieser Geschwindigkeiten ist bemerkenswert und rechtfertigt die vollzogene Beziehung der einzelnen unabhängigen Beobachtungen zueinander.

Für die Durchgangszeit des Halleyschen Kometen ergibt die zahlreiche astronomische Literatur, deren kritische Prüfung den Fachgelehrten überlassen bleiben muß, kein

rung wäre demnach eine Strahlung von der Natur der auch sonst in der Atmosphäre dauernd mit merklicher Konstanz vorhandenen durchdringenden Strahlung, die wahrscheinlich elektromagnetischer Natur und von der Art

1) A. O. Leuschner, Astronomical Journal **26**, Nr. 616, 1910.

einer sehr harten γ-Strahlung der radioaktiven Substanzen ist.

Man könnte zunächst daran denken, daß eine solche Strahlung vom Kopf oder Schweif des Kometen ausgehend bis in die unteren Schichten der Erdatmosphäre eingedrungen und die beobachteten Wirkungen hervorgebracht hat. In diesem Falle wäre die Dauer der Wirkung gleich der Dauer der Strahlung des Kometen. Die einzelnen getrennt beobachteten Wirkungen wären dann auf die größte Erdnähe der einzelnen Schweifteile (vielleicht auch des Kometenkopfes) zu beziehen; und das ostwestliche Fortschreiten der Wirkungen würde in der Bewegung der Schweifteile relativ zur Erde seine Erklärung finden. Die astronomischen Daten sind jedoch leider zu unvollkommen, um die Prüfung dieser Annahme zu ermöglichen durch den Vergleich der Durchgangszeiten mit dem zeitlich-örtlichen Ablauf der luftelektrischen Störung.

Ein anderer Erklärungsversuch hat mehr für sich: die erhöhte durchdringende Strahlung ist von einer materiellen aktiven Substanz in den oberen Luftschichten ausgegangen. Die raum-zeitliche Struktur der beobachteten Wirkung wird dadurch verständlich, daß beim Durchgang der Erde durch die getrennten Teile des Kometenschweifes von den oberen Schichten der Atmosphäre zu mehreren Malen solche aktive Substanz festgehalten und während ihres allmählichen Abklingens von dem dort dauernd herrschenden starken, gleichmäßigen Ostwind (vgl. „leuchtende Nachtwolken") ostwestlich fortbewegt wurde. Die ziemlich gleiche Fortschreitungsgeschwindigkeit der verschiedenen Wirkungen und der bei der zweiten Wirkung anscheinend erfolgte vollständige Umlauf um die Erde sprechen für diese Erklärung.

Als derartige radioaktive Substanz käme sowohl ein Gas, wie auch eine fein verteilte feste Materie („Staub") in Betracht. Mehr für eine Suspension von aktivem Staub sprechen zahlreiche, beim Kometendurchgang gemachte Beobachtungen von Dämmerungsanomalien, besonderen Trübungen und Leuchterscheinungen in den oberen Luftschichten.

Ich habe bereits im Jahre 1914 die Annahme geäußert[1]), daß überhaupt der Ursprung der normalen, von oben kommenden, mit der Höhe zunehmenden durchdringenden Strahlung[2]) nicht

1) Vgl. W. Kolhörster, Das Weltall **14**, Heft 8, S. 122, 1914.

2) Bei aller Anerkennung der Verdienste von Heß bin ich der Meinung, daß die von E. v. Schweidler (Elster-Geitel-Festschrift 1915, S. 411) gebrauchte Bezeichnung „Heßsche Strahlung" den Arbeiten von Gockel, Pacini und Kolhörster nicht gerecht wird, sowohl hinsichtlich der Priorität wie auch mit Rücksicht auf die Erforschung der wichtigsten Eigenschaften dieser Strahlung.

im Kosmos, sondern in der Erdatmosphäre sei; daß als eine solche Quelle durchdringender Strahlung etwa Emanationen und radioaktive Zerfallsprodukte in Betracht kommen, die sich an der Grenze zwischen Troposphäre und Stratosphäre (in etwa 11 km Höhe) oder weiter oben in der Stratosphäre infolge der dort herrschenden Verhältnisse der Luftschichtung anhäufen.

Diese Annahme ist vor kurzem auch von andern Forschern ausgesprochen, begründet[1]) und bestritten[2]) worden. Man hat bei dieser Diskussion den Eindruck, daß die Annahme zwar durch das, was dafür spricht, noch nicht hinreichend begründet, aber auch durch die Berufung auf die Eigenschaften der bisher bekannten radioaktiven Substanzen nicht zwingend widerlegt ist; denn es können doch in der Stratosphäre Substanzen mit quantitativ andern radioaktiven Eigenschaften vorhanden sein. Jedenfalls als Arbeitshypothese darf die Annahme einer materiellen Quelle der durchdringenden Strahlung in der Stratosphäre zunächst bestehen bleiben, bis wir erst ein vielseitigeres Beobachtungsmaterial haben, besonders Messungen, die zur Prüfung der Hypothesen über den Ursprung der Strahlung unter geeigneten Bedingungen eigens angestellt sind.

Die Beobachtungen beim Kometendurchgang scheinen mir für diese Frage insofern von Bedeutung zu sein, als dadurch mit einiger Wahrscheinlichkeit gezeigt worden ist, daß aktive Substanzen in den oberen Luftschichten eine am Erdboden meßbare durchdringende Strahlung aussenden können, und daß eher feste Teilchen als Gase für die Strahlungsquelle in Betracht kommen.

1) A. Gockel, Met. Zeitschr. 1916, S. 15; F. Linke, Met. Zeitschr. 1916, S. 157.

2) E. v. Schweidler, Elster-Geitel-Festschr. 1915, S. 411; K. Bergwitz, Met. Zeitschr. 1916, S. 310.

(Halle a. d. S., Physik. Institut der Universität.)

Im Felde, November 1916.

(Eingegangen 30. November 1916.)

Resonanz in eisenhaltigen Kreisen.

Von H. Starke.

1. In der an den Vortrag des Herrn W. Petersen, betr. Überströme und Überspannungen in Leitungsnetzen sich knüpfenden Diskussion im Elektrotechnischen Verein (E. T. Z. **37**, 129, 148, 1916) sowie im Anschluß daran in einigen brieflichen Mitteilungen der Herren O. Martienssen, K. W. Wagner, Heinke (ebenda S. 252) sind die eigentümlichen

Kipperscheinungen zur Besprechung gekommen, welche sich bei der Resonanz in eisenhaltigen Wechselstromkreisen, z. B. in maschinenangeschlossenen Kabeln, einstellen und Veranlassung zu unliebsamen Störungen geben können. Über den Gegenstand ist auch bereits vor mehreren

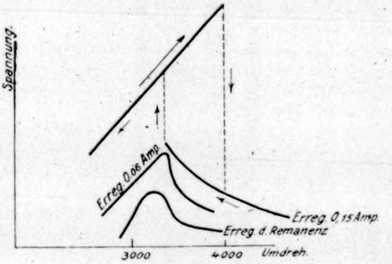


Fig. 1.

Jahren eine Untersuchung des Herrn O. Martienssen veröffentlicht worden (diese Zeitschr. 11, 448, 1910). Ohne Kenntnis dieser damals allein vorliegenden Publikation stieß ich auf die in Frage kommende Erscheinung und den eigentümlichen Bereich labilen Verhaltens bei der Aufnahme von Resonanzkurven in einem

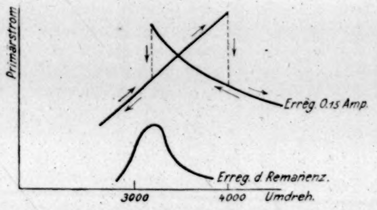


Fig. 2.

Kreis, der eine höherfrequente Wechselstrommaschine und einen eisengeschlossenen Transformator mit sekundär angeschlossenem Kondensator enthielt. Im Folgenden sei über einige Versuche hierüber und ihre Deutung berichtet.

Die beobachtete Erscheinung ist die folgende: Wird bei einer konstanten sehr schwachen Erregung der Maschine, etwa der Erregung durch den vorhandenen Restmagnetismus, der Primärstrom oder die Maschinenspannung in ihrer Abhängigkeit von der Tourenzahl aufgenommen, so ergibt sich die bekannte typische Resonanzkurve, welche je nach der Größe des sekundär angeschalteten Kondensators ihr Maximum bei höherer oder niederer Frequenz hat. Bereits bei mäßiger Steigerung der Erregung der Maschine verändert die Kurve aber völlig ihren Charakter.

Zunächst tritt eine starke Asymmetrie der Kurve zu beiden Seiten des Maximums auf, indem die Kurve auf Seite höherer Tourenzahl steiler abfällt als sie vorher zum Maximum angestiegen ist, und sehr bald verliert die Kurve ihre Kontinuität und nimmt das Aussehen der obersten in zwei Teile gespaltenen Kurve in Fig. 1 bzw. 2 an. Spannung und Strom steigen mit wachsender Tourenzahl bis zu einem plötzlichen unstetigen Abfall auf sehr niedrigen Betrag. Bei Rückgang erfolgt nicht an gleicher Stelle der Rücksprung, sondern der veränderte Zustand bleibt bis zu einer viel tiefer liegenden Tourenzahl erhalten, die etwa der Resonanztourenzahl bei schwacher Erregung gleich ist, und bei welcher der Rücksprung ganz oder fast in den vorherigen, aufsteigenden Kurvenast eintritt. Die beiden Äste der Kurve des Primärstroms durchkreuzen sich.

Eine ähnliche Kipperscheinung tritt auch auf, wenn bei konstanter Tourenzahl die Erregung der Maschine verändert wird. Die Fig. 3 zeigt

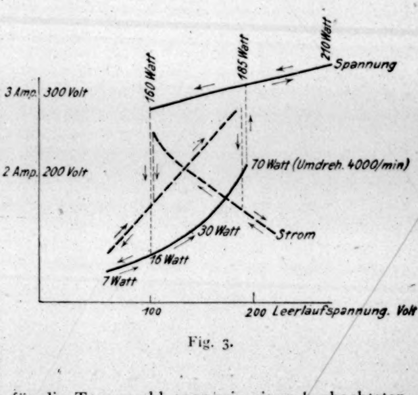


Fig. 3.

für die Tourenzahl 4000 min einen beobachteten Verlauf von Primärspannung und Primärstrom, als Funktion der durch die Leerlaufspannung (EMK.) der offenen Maschine gemessenen Erregung. Bei EMK. = 190 Volt findet plötzliches „Kippen“ auf hohe Spannung statt, wobei der Primärstrom auf niedrigen Wert springt. Läßt man die Erregung wieder sinken, so bleibt der gekippte Zustand bis zu der viel geringeren Erregung 100 Volt bestehen, bei welchem plötzlicher Rücksprung in den alten Zustand erfolgt.

2. Zwecks Erklärung der Erscheinung betrachten wir zunächst einen einfachen Resonanzkreis, bestehend aus erregender Maschine (Induktion L_1), einer Induktionsspule L, Kondensator C. Den gesamten vorhandenen Widerstand verlegen wir in den Teil w (Fig. 4). Der Kreis sei zunächst eisenfrei gedacht. Aufnahme der Stromstärke in ihrer Abhängigkeit von der Frequenz ω ergibt

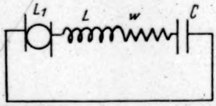


Fig. 4.

die je nach dem vorhandenen Widerstand mehr oder weniger gedämpfte Resonanzkurve, deren Maximum bei der Frequenz $\omega = \frac{1}{\sqrt{(L+L_1)C}}$ liegt. Im Resonanzfall sind EMK. der Maschine E und Strom I in Phase, die Resonanzspannung am Kondensator um 90^0, an den Enden von L und w gemessen umso angenäherter 90^0 gegen E verschoben, je kleiner w ist. Je nach dem Betrage L_1, mit welchem die Maschine an der Induktion des Gesamtkreises beteiligt ist, erleidet die Klemmenspannung der Maschine verschiedenen Einfluß durch die Resonanzerscheinung. Liegt der wesentliche Teil der Induktion des Kreises in der Maschine, so mißt man an ihren Klemmen auch die volle Resonanzspannung.

Die Schaltung (Fig. 5), Maschine an den Primärklemmen eines sekundär kapazitätsbelasteten Transformators, kann man im allge-

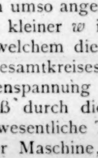


Fig. 5.

meinen etwa durch das Schaltungsschema (Fig. 6) ersetzen, in welchem s_1, s_2 die primäre und sekundäre Streuinduktion bedeuten. L und s_1 zusammen würden die Induktion der Primärspule darstellen. Insofern als der Induktionswert L zumeist sehr groß gegen die anderen Induktionen sein wird, kann man das Verhalten des Kreises, soweit der Wechselstromwiderstand des Kondensatorzweiges nicht auch sehr groß ist (kleines C, großes s_2) oder gar der Transformator leerläuft $C = 0$ durch das Schema Fig. 6 unter Fortlassung der Spule L charakterisieren, womit der Fall auf den vorigen einfachen zu-

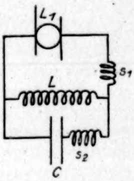


Fig. 6.

rückgeführt ist. Bei fehlender Streuung ist der Transformator mit angehängtem Kondensator direkt durch eine Kapazität zu ersetzen, die im quadratischen Übersetzungsverhältnis zu der Kapazität des Kondensators steht. Die Frequenz des Kreises bestimmt sich dann aus dieser Kapazität und der Maschineninduktion. Belastung und Verluste des Transformators wirken wie eingeschalteter Widerstand.

Ist, wie beim Resonanztransformator, die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärspule des Transformators nicht starr, so stehen Sekundär- und Primärspannung nicht mehr im Übersetzungsverhältnis zueinander. Das aus Sekundärspule und Kondensator bestehende Schwingungssystem wird vom Primärkreis umso unabhängiger, je geringer die Koppelung wird. Es kann durch Resonanz auf die ungedämpfte Schwingung des Maschinenkreises zu hohen Spannungsamplituden erregt werden und hat beim Koppelungsgrad k die angenäherte Eigenperiode

$$T = 2\pi\sqrt{L_2 C(1-k^2)},$$

die bei sehr loser Koppelung ($k = 0$) durch Kapazität und Induktion im Sekundärkreis gegeben ist.

3. Das resonatorische Verhalten eines Kreises gewinnt ein verändertes Aussehen, wenn er Eisen enthält, wegen der veränderlichen Permeabilität desselben. Diese bewirkt, daß der Kreis nicht immer für eine bestimmte Frequenz in Resonanz ist, sondern daß diese Resonanz auch nur bei einer gewissen mittleren Stromstärke im System eintritt. Änderung der Stromstärke bewirkt Änderung der Eigenfrequenz, und zwar muß die Abnahme von μ und damit der Induktion L zunächst zur Folge haben, daß mit steigender Erregung das Resonanzmaximum nach der Seite höherer Frequenz sich verschiebt. Ferner muß die erste Folge sein, daß bei der Aufnahme der Resonanzkurve selbst, indem man

sich frequenzsteigend ihrem Maximum zu nähern trachtet, man dasselbe gewissermaßen vor sich her drückt. Hat man es aber erreicht, und nimmt der Strom im System wieder ab, so gleitet die Maximumslage wieder zurück zu niedererem Frequenzwert. Die Folge hiervon muß sein, daß der aufsteigende Ast der Resonanzkurve flacher, der absteigende steiler verläuft, als es ohne Eisen der Fall wäre. Geht man zwecks rückwärtiger Aufnahme der Kurve wieder in der Frequenz zurück, so muß einem das Resonanzmaximum entgegenkommen und nach Rücküberschreitung nach niederer Frequenz zu mit nachwandern, so daß also die gleiche Kurve auch rückwärts beschrieben wird. Nähert man sich aber bei stärkerer Erregung der Sättigung des Eisens, so tritt das in Fig. 1 u. 2 dargestellte diskontinuierliche Kurvenbild in Erscheinung. Zur Erklärung dieses Verhaltens leiten wir graphisch das Verhalten des einfachen Resonanzkreises aus Kapazität, eisenhaltiger Induktion und erregender Maschine in Serienschaltung her, wenn bei konstanter Frequenz ω die EMK. des Kreises geändert wird, betrachten dies Verhalten bei verschiedenen Werten ω, woraus wir alsdann das gesuchte Verhalten bei variabler Frequenz und konstant gehaltener EMK. entnehmen können (§ 10). In Fig. 7

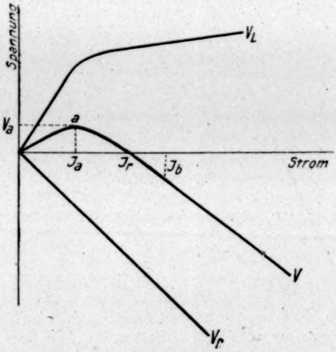


Fig. 7.

stellen V_L und V_C die Partialspannungen an den Klemmen der eisenhaltigen Spule und an den Kondensatorbelegungen in ihrer Abhängigkeit von dem das System (Fig. 4) durchfließenden Strom dar. Die Summe dieser beiden um 180^0 in Phase differierenden Spannungen ist bei Fehlen von Außenwiderstand die Klemmspannung der Maschine und wenn die Maschine praktisch widerstands- und induktionsfrei ist, gleich der EMK. derselben. Die Kurve der Summenspannung hat einen eigentümlichen Verlauf. Erst ansteigend, fällt sie nach einem Höchstwert bei a wieder, schneidet die Stromachse, um alsdann fast geradlinig auszulaufen. Es ist aus ihr ersichtlich, daß, wenn die Maschine eine von Null ansteigende Spannung liefert, erst der Strom kontinuierlich bis zu einem Wert J_a bei der Spannung V_a ansteigt. Bei weiterer Spannungssteigerung springt aber der Strom unter Phasenumkehr plötzlich auf den höheren Betrag J_b, um dann mit weiter wachsender Spannung wieder kontinuierlich zuzunehmen. Geht man jetzt wieder mit der angelegten Spannung der Maschine zurück, so findet nicht an gleicher Stelle ein Rücksprung der Werte statt, sondern der Strom sinkt bis zu dem Wert J_r, welcher erreicht wird, wenn die Summenspannung fast auf Null gesunken ist, um alsdann plötzlich auf fast Null abzufallen. (Siehe nächsten Absatz über Einfluß von Widerstand.) Der Wert J_r wird im eigentlichen Resonanzpunkt erreicht, wo induktiver und kapazitiver Widerstand gleichen Betrag haben $\left(\omega L = \frac{1}{\omega C}\right)$. Der Kurventeil zwischen J_a und J_r stellt einen labilen Zustand dar, in welchem die Spannung mit steigendem Strom abnimmt. Der Kurvenast zwischen J_b und J_r entspricht dagegen einem stabilen Zustand.

4. Ohmscher Widerstand und Verluste wirken ausgleichend. Es addiert sich zu jedem Spannungswert der Kurve eine der Stromstärke proportionale Spannung vektoriell hinzu. Die Gesamtspannung hat dann den Betrag

$$V = J\sqrt{w^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2},$$

worin L eine Funktion von J ist. Der den Ohmschen und Verlust-Widerstand überwindende Spannungsvektor steht senkrecht auf dem induktiven und kapazitiven Vektor. Wenn man ihn sich an jeder Stelle der Figur hinzudenkt, so wird die ebene Abbildung zu einem räumlichen Modell vervollständigt, welches die Phasenverhältnisse verdeutlicht. Es ist aus ihm ohne weiteres ersichtlich, daß Ohmscher- und Verlust-Widerstand den Phasensprung und den Betrag des Stromstärkensprungs verkleinern und von einer gewissen Höhe ihres Wertes an die Kipperscheinung überhaupt zum Verschwinden bringen. Der Rücksprung aus dem gekippten Zustand heraus findet nicht erst bei erreichtem Nullwert der Spannung in den stromlosen Zustand statt, sondern die Spannung hat an der Sprungstelle noch den Betrag $J_r \cdot w$, mit welchem sie den Ohm- und Verlust-Widerstand überwindet, und hat die Phase des Stromes. Nach dem Sprung hat die Stromstärke alsdann den Restwert J_0. Das zeigt Fig. 8, in welcher die strich-

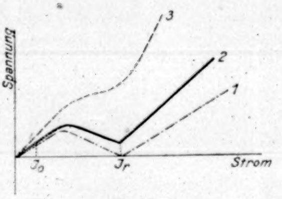


Fig. 8.

punktierte (1) und die ausgezogene (2) Kurve die Effektivwerte der Spannung ohne und mit vorhandenem Widerstand darstellen, nur die positiven Beträge, ohne Rücksicht auf Phase, also der auf negativer Ordinate verlaufende Teil der gestrichelten Kurve nach oben umgeklappt.

5. Die Kipperscheinung kann nicht bei allen Abmessungen des Resonanzkreises und nicht bei allen Frequenzen eintreten, nämlich jedesmal dann nicht, wenn die resultierende Spannungskurve kein Maximum und damit keinen absteigenden, labilen Bereich besitzt. Dies ist, wie eben erwähnt, für jeden Kreis oberhalb eines gewissen Grenzwiderstands der Fall. (Gestrichelte Kurve 3 in Fig. 8.) Sodann fehlt aber auch der labile Bereich dann, wenn die kapazitive Spannung die induktive immer überwiegt, wenn also die gerade Linie, welche in Fig. 7 den Verlauf der Kondensatorspannung V_C darstellt, gleich von Anfang an steiler gegen die Stromachse verläuft, als die V_L-Kurve in ihrem steilsten Anfangsteil. Etwas Derartiges tritt ein, wenn die Spule geringe Induktion oder der Kondensator kleine Kapazität hat, oder endlich wenn die Frequenz gering ist. Kleines L oder C hat also zur Folge, daß bei geringer Frequenz eine Kipperscheinung überhaupt nicht eintritt, sondern eine solche sich erst von einer gewissen höheren Frequenz ab einstellt, und zwar in umso ausgeprägterem Maße, d. h. mit umso größerem Betrag des Sprunges in der Stromstärke, je höher die Frequenz ist.

6. Für einen gegebenen Resonanzkreis wird sich mit von Null an wachsender Frequenz die EMK. als Funktion der Stromstärke nach obigen Ausführungen etwa folgendermaßen (Fig. 9) gestalten müssen: Bei niedriger Frequenz dominiert die steile Gerade der Kondensatorspannung über die Kurve der Induktionsspannung auch in deren erstem steilsten Bereich. Die resultierende Kurve 1 der EMK. bleibt unterhalb der Nullinie und verläuft erst schwächer, dann stärker zur Stromachse geneigt. Mit steigender Frequenz nimmt die Induktionsspannung zu, während die Gerade der Kondensatorspannung an Neigung verliert. Die EMK.-

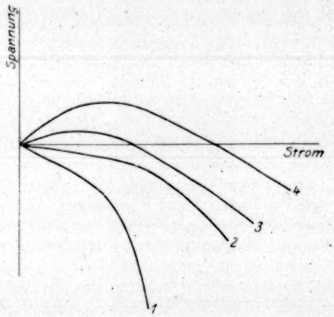


Fig. 9.

Kurve muß sich daher in ihrem ersten Bereich zunächst der Stromachse mehr anschmiegen (Kurve 2), und bei einem gewissen Frequenzwert beginnt sie zu schneiden, indem sie bei kleinen Stromwerten oberhalb der Nullinie verläuft. Von dieser Frequenz an beginnt der Eintritt der Kipperscheinung (Kurve 3). Bei weiter erhöhter Frequenz steigt der oberhalb der Nulllinie befindliche Kurventeil steiler zur Stromachse zu einem höheren Maximum, und gleichzeitig rückt der Schnittpunkt mit der Nullachse weiter hinaus zu hohen Stromwerten, umso weiter, je höher die Frequenz ist (Kurve 4). Die Kipperscheinung nimmt an Sprungweite der Stromstärke schnell zu.

7. Der experimentell beobachtete Verlauf der Kipperscheinung. Zu obigen Auseinandersetzungen ist vor allem zu bemerken, daß sie nur im großen und ganzen angenähert ein Bild der Sachlage zu geben vermögen. Die auch innerhalb einer Einzelperiode veränderliche Permeabilität bewirkt eine kräftige Verzerrung der Strom- und Spannungskurve, die einen erheblichen Einfluß auf die beobachteten Effektivwerte nicht verfehlen kann. Oszillogramme des Stromes zeigen in der Tat im gekippten und ungekippten Zustand, wie auch Herr Martienssen bereits mitgeteilt hat, ein gänzlich verschiedenes Aussehen. Die Kurven in Fig. 10, welche die Abhängigkeit der Klemmenspannung des Transformators, also angenähert des Sekundärstroms, von der EMK. der Maschine bei den den einzelnen Kurven beigeschriebenen , Tourenzahlen darstellen, geben trotzdem sehr gut das Bild der Fig. 9 wieder, wenn man diese um 90° dreht, also die Abszissenachse zur Ordinatenachse macht. Die EMK. wurde durch Änderung der Maschinenerregung variiert und als Leerlaufspannung bei geöffnetem Primärkreis gemessen. Bemerkt sei noch, daß hierbei vor solcher Messung nach

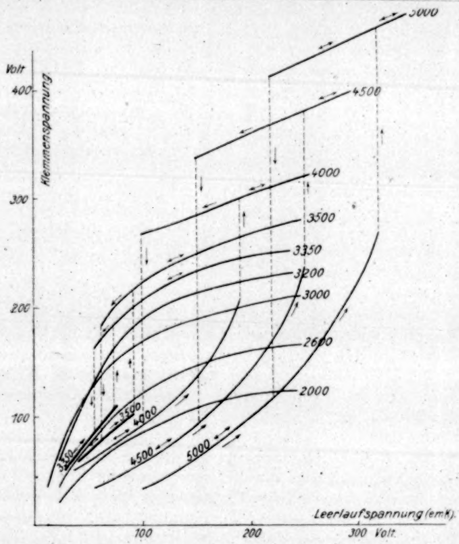


Fig. 10.

jedesmaliger Änderung der Erregung der Wechselstrom einen Augenblick lang geschlossen wurde, weil jedes erstmalige Schließen eine kleine Änderung der Leerlaufspannung ergab, die bei weiteren Schließungen fortblieb. Eine Rückwirkung des Wechselstroms auf den durch Hysteresis beeinflußten Verlauf einer Magnetisierungsänderung. Die benutzte kleine Maschine war 16 polig, d. h. bei 4500 Touren/min. finden 1200 Wechsel in der Sekunde statt. Man sieht, wie entsprechend dem in Fig. 9 bezeichneten Verhalten, bei niedriger Tourenzahl eine Erhöhung derselben, z. B. von 2000 auf 3000, die EMK.-Kurve sich der Klemmenspannungs-, d. i. der Stromachse immer mehr anschmiegen läßt. Bei weiterer Steigerung der Tourenzahl würden wegen des nunmehr beginnenden Überwiegens der induktiven über die kapazitive Spannung die Kurven mit allmählich zunehmender Neigung auf Seite negativer EMK anfangen, um alsdann nach Passieren eines Maximums die Stromachse wieder zu schneiden, wobei der Kurvenast zwischen Maximum und Schnitt labil ist. Da die Figur aber Effektivwerte ohne Rücksicht auf Phase, also nur positive Beträge gibt, so erscheinen die negativen Kurventeile nach der Seite positiver EMK. umgeklappt. Die mit der Tourenzahl oberhalb 3000 wieder zunehmende Neigung gegen die Stromachse bis zu einer immer höher hinaufrückenden Maximumstelle, in welcher die Kurve zur Klemmenspannungsachse (Stromachse) fast parallel wird, ist deutlich. Bei dieser Stelle findet das Kippen nach hohem Stromwert statt, das an Betrag mit steigender Tourenzahl zunimmt. Der Rücksprung erfolgt bei allen Kurven für wesentlich tiefere EMK.-Werte zu einem bei allen Kurven angenähert gleichen Strombetrag hinab. Der noch recht hohe EMK.-Wert, bei welchem der Rücksprung einsetzt, mag in dem großen Verlustwiderstand des benutzten Kreises (Eisenverluste, erhebliches Sprühen im Sekundärkreis) und in Streuung seine Ursache haben. Die Kurven, insbesondere diejenigen höherer Tourenzahl, haben einen sehr eigentümlich anmutenden Verlauf. Bei 4500 Touren z. B. nimmt mit wachsender EMK. die Klemmenspannung erst langsam, dann allmählich schneller steigend bis 240 Volt bei EMK. = 250 Volt zu, um bei diesem Wert der EMK. plötzlich auf 380 Volt emporzuschnellen. Bei weiterer Erhöhung der EMK. steigt die Klemmspannung nur noch langsam an. Geht man jetzt mit der EMK. zurück, so springt die Klemmspannung nicht an gleicher Stelle zurück, sondern behält bis EMK. = 150 Volt ihren hohen Wert fast unvermindert bei, um dann plötzlich in die erste Kurve auf den für alle Kurven etwa gleichen Betrag von rund 100 Volt zurückzufallen.

8. Für jede Tourenzahl, bei welcher Kippen eintreten kann, besteht ein mit ihrer Höhe wachsender und nach höheren Erregungswerten

rückender Erregungsbereich, in welchem zwei verschiedene Zustände des Wechselstromkreises, der gekippte und der ungekippte, möglich sind. Diese Zustände unterscheiden sich in Spannung, Stromstärke, Phase, Kurvenform und Wattverbrauch. In Fig. 3 ist an der herausgegriffenen Kurve der letztere in den beiden Zuständen als Beispiel angegeben.

Der gekippte Zustand hohen Strombetrags wird im allgemeinen vom System bevorzugt. Den großen aufsteigenden Kurvenast zwischen den beiden Sprungstellen kann man nur dadurch erzwingen, daß man bei dauernd geschlossenem Wechselstromkreis die Erregung der Maschine vorsichtig kontinuierlich in die Höhe treibt. Geschieht dies sprungweise, so springt der Kreis viel früher in den gekippten Zustand über, als es die gestrichelte Sprungaufwärtslinie angibt. Und wird der Stromkreis gar unterbrochen und durch Tasten wieder geschlossen, so erhält man stets nur den gekippten oberen Zustand bei allen Erregungen, die höher liegen, als die Rücksprungslinie. Nur in einem sehr kleinen Bereich nahe dieser Linie, der sich etwa 10—20 Volt nach oberen EMK.-Werten erstreckt, erhält man beim Schließen bald den einen, bald den andern Zustand. Unterhalb der Rücksprungslinie setzt beim Tasten manchmal der obere gekippte Zustand ein, der Kreis fällt aber sogleich in den untern Zustand zurück.

9. In Fig. 11 teile ich noch die gleichzeitig

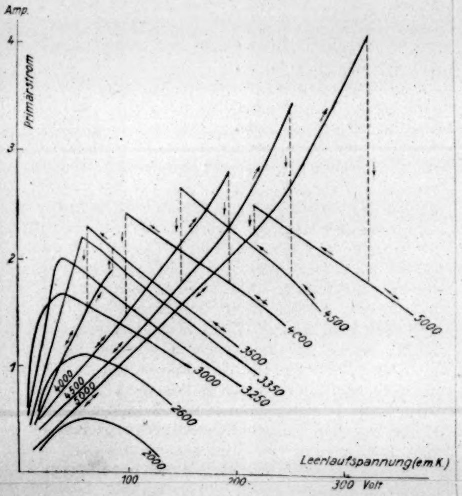


Fig. 11.

aufgenommenen Kurven mit, welche den Verlauf des Primärstroms in seiner Abhängigkeit von der EMK. des Kreises darstellen. Über dies in allen Einzelheiten mir noch nicht klare eigentümliche Verhalten werden noch Versuche angestellt. Der dem gekippten Zustand entsprechende Kurvenast liegt hier nicht durchweg über oder unter dem andern, dem ungekippten Zustand entsprechenden, sondern die beiden Äste kreuzen sich. Wie bei den Klemmspannungskurven, so sieht man auch bei den Stromkurven, daß die Kurventeile des gekippten Zustands analog, fast parallel den Kurven bei niederen Tourenzahlen verlaufen, bei welchen noch kein Kippen auftritt. Die Kurvenäste des ungekippten Zustands bei den höheren Tourenzahlen bieten das vom normalen abweichende Bild.

Das Kreuzen der Stromkurven hat zur Folge, daß der willkürliche Übergang in den gekippten Zustand (z. B. bei Stromunterbrechung und erneutem Schließen des Tasters) von Stromzu- oder -abnahme begleitet sein kann, während er stets mit einer hohen Steigerung der Klemmspannung, also des sekundären Kondensator-Ladestroms verbunden ist. So springt z. B. bei 5000 Touren bei der Erregung 320 Volt EMK. die Spannung von 290 auf 460 Volt, während der Strom von 4,1 auf 1,8 Amp. sinkt; dagegen bei der niedrigen Erregung von 220 Volt EMK. ist der Spannungssprung von 120 auf 415 Volt von einem positiven Stromsprung von 2,3 auf 2,5 Amp. begleitet. Bei 230 Volt EMK. befindet sich der Kreuzungspunkt der Primärstromkurven bei 5000 Touren. Bei dieser Erregung ist der Sprung in den gekippten Zustand also von keiner Änderung des Primärstroms begleitet, während ein Klemmspannungssprung von 130 auf 420 Volt und ein Phasensprung zwischen Spannung und Strom erfolgt. Wie bei niedriger Erregung und variierter Frequenz, so tritt auch bei niedriger Frequenz und variierter Erregung kein Kippen auf. Die Stromkurven haben in beiden Fällen ähnliches Aussehen, nämlich etwa das einer gewöhnlichen Resonanzkurve.

10. **Verhalten bei konstanter Erregung und veränderlicher Tourenzahl.** Die Fig. 10 und 11 geben in jeder einzelnen Kurve den Verlauf von Klemmspannung bzw. Primärstrom in ihrer Abhängigkeit von der EMK., also der Erregung der Maschine bei konstanter Tourenzahl. Man kann aus den Abbildungen ohne weiteres das Verhalten bei konstanter EMK. und veränderlicher Tourenzahl konstruieren, indem man in den Kurvenscharen auf einer zur vertikalen Stromachse parallelen Geraden von Kurve zu Kurve, d. h. bei konstanter

EMK. von Tourenzahl zu Tourenzahl fortschreitet. Wofern man die EMK. bei konstanter Erregung der Tourenzahl proportional setzt, kann man auch das Verhalten **bei konstanter Erregung und Tourenvariation** ablesen. Zur Charakterisierung des magnetischen Zustands der Maschine gibt die Tabelle die Abhängigkeit der EMK. von dem Erregungsstrom bei den Tourenzahlen 3500 und 4500 wieder:

Wechselstrommaschine $^1/_3$ K.W., 16 polig, also 4500 Umdr./min. = 600 Period./sec.

Rotierender Feldmagnet $w = 17$ Ohm. Feststehender Anker $w = 7{,}3$ Ohm.

Erregung	Leerlaufspannung	Kurzschl.-Strom	Leerlaufspannung	Kurzschl.-Strom
	bei 3500 Umdrehung.		bei 4500 Umdrehung.	
Amp.	Volt	Amp.	Volt	Amp.
0,1	120	—	—	—
0,2	175	—	—	—
0,3	200	2,2	250	2,2
0,4	220	—	—	—
0,5	230	—	—	—
0,6	240	3,15	300	3,2
0,7	245	—	—	—
0,8	250	3,45	320	3,5
0,9	253	—	—	—
1,0	255	3,62	325	3,65

Man erkennt aus der Fig. 10 folgendes Verhalten der Klemmspannung und damit des Sekundärstroms bei konstant erhaltener EMK. und veränderlicher Tourenzahl: Bei niedriger EMK. steigt die Klemmspannung bis zu einem Maximum bei 3000 Touren an (Resonanz), um darauf kontinuierlich wieder zu sinken. Mit steigender Erregung (EMK.) rückt das Maximum nach höherer Tourenzahl und der Abfall der Kurve nach Seite höherer Tourenzahl wird gleichzeitig steiler. Das gleiche gilt, aus den Kurven noch deutlicher ersichtlich, für den Primärstrom. Bei weiter gesteigerter Erregung (EMK. etwa 60 Volt) beginnt erst in geringerem, dann mit zunehmender EMK. schnell sich steigerndem Betrage, die Diskontinuität des Verhaltens. Bei der EMK. = 160 Volt beispielsweise steigt die Klemmspannung sehr gleichmäßig bis zu der Tourenzahl 4500 (Klemmspannung ca. 350 Volt) an. Bei Weitersteigerung der Tourenzahl wird bei dieser EMK. der obere gekippte Kurvenast 5000 nicht mehr von der Vertikalen durch EMK. = 160 getroffen, sondern tief unten der untere ungekippte Kurvenast bei 70 Volt. Das System fällt also bei Überschreitung von 4500 Touren aus dem gekippten Zustand mit dem hohen Wert der Klemmspannung von ca. 350 Volt plötzlich diskontinuierlich in den ungekippten Zustand mit 70 Volt Klemmspannung, die bei weiterer Erhöhung der Umdrehungszahl langsam noch weiter sinkt, weil die Kurven noch höherer Tourenzahlen sich entsprechend anschließen. Geht man jetzt mit der Umdrehungszahl zurück, so steigt die Klemmspannung kontinuierlich noch bis unter die Tourenzahl 4000 an, deren ungekippter Kurvenast noch voll getroffen wird. Erst bei schätzungsweise 3800, deren zugehörige Kurve man sich in der Kurvenschar leicht angenähert hinzudenken kann, findet der Rücksprung in den gekippten Zustand auf eine Spannung von etwas unter 300 Volt statt. Es ist dies das Verhalten, welches zu Beginn dieser Mitteilung in Fig. 1 gekennzeichnet war. Mit größer werdender Erregung steigt die Tourenzahl, bei welcher das System kippt, kräftig an. Ebenso läßt sich das Verhalten des Primärstroms bei Änderung der Tourenzahl aus Fig. 11 ablesen.

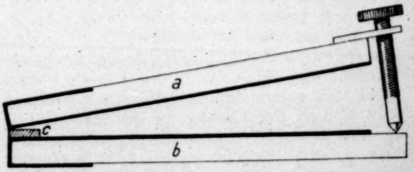
Berlin, Herbst 1916.

(Eingegangen 12. Dezember 1916.)

Ein einfacher veränderlicher Kondensator.

Von A. Pflüger.

Zwei Spiegelglasplatten tragen die in der Figur dick gezeichneten Stanniol- oder Silberbelegungen. Ein dünnes Glimmerblättchen *c* trennt die beiden Belegungen. Eine Schraube gestattet, den Keilwinkel und damit die Kapazität meßbar zu verändern. Das Ganze liegt in einer flachen Schachtel. Die Zuführung erfolgt unten durch untergelegtes Stanniol, oben durch eine Feder oder ein Metallgewicht.



Der Kondensator ist brauchbar für einfache Empfangsvorrichtungen der drahtlosen Telegraphie und, je nach der Güte der Ausführung, für Messungen bei niedriger Spannung. Bei Schülerübungen wird er gute Dienste leisten.

Bei Silberbelag kann unschwer ein kleinster Abstand von etwa $^1/_{50}$ mm, und dementsprechend eine Maximalkapazität von ca. 4000 cm pro qdm Oberfläche erzielt werden. Bedeckt man *b* mit einem Glimmerblatt von dieser Dicke, so erhöht

sich die Maximalkapazität und die Durchschlagsfestigkeit beträchtlich.

Bonn, Physikal. Institut der Universität.

(Eingegangen 14. Dezember 1916.)

Über das innere Atomfeld des Lithiums.

Von A. Hartmann.

(Vorläufige Mitteilung.)

Die mit den experimentellen Tatsachen in vorzüglicher Übereinstimmung stehenden Resultate, welche A. Sommerfeld[1]) und F. Paschen[2]) in ihren Arbeiten über die Feinstruktur der Wasserstoff- und Heliumlinien bekommen haben, legen den Gedanken nahe, ähnliche Untersuchungen auch an anderen Elementen anzustellen. Da wurde ich nun durch Herrn Privatdozent Dr. M. Wolfke auf die Alkalien, speziell auf Lithium, aufmerksam gemacht, wofür ihm zu danken mir auch an dieser Stelle gestattet sei.

Wenn man sich die Serienformel für die Alkalien näher ansieht, so erkennt man gleich, daß man bei diesen Elementen ohne spezielle Annahmen über das Atomfeld nicht viel erreichen kann, und so habe ich vor allem beschlossen, das Atomfeld direkt aus den experimentellen Tatsachen und auf Grund des Bohrschen Atommodells[3]) zu berechnen, worauf auch Sommerfeld in der oben erwähnten Arbeit[4]) aufmerksam gemacht hat. Zweck der vorliegenden Arbeit ist nun, zu zeigen, wie diese Rechnung in ganz allgemeiner Weise durchgeführt werden kann.

Wir wollen der Rechnung die experimentell ermittelte Spektralformel von Mogendorff-Hicks[5]) zugrunde legen, die nach der Arbeit von W. M. Watts[6]) die Alkaliserien am besten darstellt. Bei näherer Betrachtung dieser Formel sieht man sofort, daß sie bei Vernachlässigung der kleinen Koeffizienten in die Balmersche Formel übergeht. Das würde darauf hindeuten, daß in erster Annäherung das Li-Feld demjenigen des Wasserstoffs entspricht, daß also der Kern wie bei Wasserstoff die Ladung eines Elementarquantums trägt. Nach van den Broek[7]) sollte jedoch der Li-Kern 3 Elementarladungen enthalten; man müßte daher annehmen, daß für die Strahlung nur ein Elektron in Betracht kommt, die beiden andern dagegen sich in unmittelbarer Nähe des Kerns befinden und auf diese Weise $^2/_3$ der Kernladung kompensieren. Die Rechnung zeigt nun, daß dies tatsächlich der Fall ist.

Nehmen wir an, das Feld sei symmetrisch; dann ist die Feldstärke E nur Funktion des Abstandes vom Kern. Diese Funktion $E = f(r)$ soll nun im folgenden ermittelt werden. Wir setzen von ihr voraus, daß sie stetig ist und mit wachsendem r gegen o konvergiert.

Es möge zunächst in unserem Lithiumatom nur ein Elektron rotieren, und zwar auf dem i-ten Ring vom Radius r_i. Aus der Gleichgewichtsbedingung $\frac{m \cdot v^2}{r} = e \cdot f(r)$ und der Bohrschen Annahme über das Impulsmoment $m \cdot v \cdot r = \frac{i \cdot h}{2\pi}$ ergibt sich dann für die Feldstärke auf dem i-ten Ring

$$f(r_i) = \frac{h^2}{4\pi^2 m \cdot e} \cdot \frac{i^2}{r_i^3}, \tag{1}$$

worin e und m die Ladung bzw. Masse des Elektrons bedeuten. Die kinetische Energie des Elektrons ist dann

$$T = \frac{e \cdot r_i}{2} \cdot f(r_i),$$

die potentielle

$$U = e\int_\infty^{r_i} f(r)\,dr + C.$$

C ist der Wert der potentiellen Energie im Unendlichen. Für die Gesamtenergie ergibt sich also

$$W_i = \frac{e\,r_i}{2} f(r_i) + e\int_\infty^{r_i} f(r)\,dr + C. \tag{2}$$

Beim Übergang vom i-ten auf den k-ten Ring strahlt das Elektron nach Bohr die Frequenz

$$\nu_{ik} = \frac{W_i - W_k}{h} = \frac{e}{2h}\left[\left\{r_i f(r_i) + 2\int_\infty^{r_i} f(r)\,dr\right\} - \left\{r_k f(r_k) + 2\int_\infty^{r_k} f(r)\,dr\right\}\right] = A + \frac{e}{2h}\left[r_i f(r_i) + 2\int_\infty^{r_i} f(r)\,dr\right] \tag{3}$$

Für $i = \infty$ wird $r = A$. A ist also die Konvergenzfrequenz und daher ist $\frac{e}{2h}\Big[r_i f(r_i)$

1) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (4) **51**, 1, 1916.
2) F. Paschen, Ann. d. Phys. (4) **50**, 901, 1916.
3) N. Bohr, Phil. Mag. **26**, 1, 476, 857, 1913.
4) l. c. S. 67.
5) W. M. Hicks, Phil. Trans., A **210**, 96, 1910.
6) W. M. Watts, Phil. Mag. **29**, 775, 1915.
7) van den Broek, diese Ztschr. **14**, 32, 1913.

$+ 2\int\limits_{\infty}^{r_i} f(r)dr\Big]$ nichts anderes als der variable Term in der Serienformel, also eine empirisch bekannte Funktion von i:

$$r_i f(r_i) + 2\int\limits_{\infty}^{k_i} f(r)dr = \varphi(i) \qquad (4)$$

Aus (1) und (4) läßt sich jetzt $f(r)$ berechnen. Wir fassen zu diesem Zwecke i als eine stetig variable Größe auf; dann ist r eine stetige Funktion von i. Setzt man zur Abkürzung $\frac{h^2}{4\pi^2 m e} = a$, so hat man

$$\frac{a i^2}{r_i^2} + 2a\int\limits_{\infty}^{r_i} \frac{i^2}{r^3} dr = \varphi(i)$$

oder nach Einführung der unabhängigen Variabeln unter dem Integral

$$\frac{ai^2}{r_i^2} + 2a\int\limits_{\infty}^{i} \frac{i^2}{r^3}\frac{dr}{di}\, di = \varphi(i). \qquad (5)$$

Durch Differentiation nach der obern Grenze erhält man

$$\frac{2ia}{r_i^2} = \frac{d\varphi}{di},$$

woraus

$$r_i^2 = \frac{2ia}{\frac{d\varphi}{di}}.$$

Nach der Formel von Mogendorff-Hicks hat man

$$\varphi(i) = \frac{-3{,}29 \cdot 10^{15}}{\left[i - 0{,}04929 + \frac{0{,}008185}{i-1}\right]^2} \cdot \frac{2h}{e}$$

zu setzen, woraus sich für r^2 die Beziehung ergibt:

$$r^2 = \frac{2ih\left[i - 0{,}04929 + \frac{0{,}008185}{i-1}\right]^3}{16\pi^2 \cdot 3{,}19 \cdot 10^{15} \cdot m \cdot \left[1 - \frac{0{,}008185}{(i-1)^2}\right]}. \qquad (6)$$

Wir wollen nun für die Funktion $f(r)$ einen ersten Näherungswert berechnen. Einen solchen erhalten wir, wenn wir $i > 0{,}04929$ annehmen, d. h. der Ausdruck, den wir so bekommen, gilt nur in größerer Entfernung vom Kern. Die Funktion (6) reduziert sich dann auf

$$r^2 = \frac{2i^4 h}{16\pi^2 \cdot 3{,}29 \cdot 10^{15} m},$$

woraus direkt

$$i^2 = 4\pi\sqrt{\frac{3{,}29 \cdot 10^{15} \cdot m}{2h}} \cdot r$$

folgt. Setzen wir hierin die numerischen Werte $h^1 = 6{,}57 \cdot 10^{-27}$ und $m = 0{,}897 \cdot 10^{-27}$ [dieser Wert ergibt sich aus $e^1) = 4{,}77$ und dem wahrscheinlichen[1]) Wert für $\frac{e}{m} = 5{,}32 \cdot 10^{17}$] ein, so erhält man mit Rücksicht auf (1):

$$f(r) = \frac{4{,}81 \cdot 10^{-10}}{r^2}. \qquad (7)$$

Auf das Elektron wirkt also die Kraft

$$K = e \cdot f(r) = \frac{4{,}81 \cdot 10^{-10} \cdot e}{r^2}.$$

In größerer Entfernung vom Kern gilt also das Coulombsche Gesetz. Nun ist aber $4{,}81 \cdot 10^{-10}$ bis auf 1 Proz. genau der Millikansche Wert für die Elementarladung e[2]). Dies bestätigt also, was am Anfang gesagt wurde, daß nur $^1/_3$ der Kernladung wirksam ist und daß die übrigen $^2/_3$ durch die andern Elektronen kompensiert werden.

Betrachten wir jetzt den Fall, daß zwei Elektronen in derselben Ebene um den Kern rotieren. Dieses System ist nach Bohr nur stabil, wenn sich die beiden Elektronen auf dem gleichen Kreis und in diametraler Stellung bewegen. Wenn wir annehmen, daß die beiden Elektronen nach dem Coulombschen Gesetz aufeinander einwirken, so wird auf ein Elektron die Kraft

$$K = \frac{mv^2}{r} = ef(r) - \frac{e^2}{4r^2}$$

ausgeübt. Berechnet man nun ganz analog wie oben die Funktion $f(r)$, so erhält man wieder in derselben Annäherung

$$f(r) = \frac{5}{4} \cdot \frac{e}{r^2},$$

d. h. in diesem Falle würde dem Kern die Ladung $\frac{5}{4}e$ zukommen.

Nehmen wir endlich die dritte Möglichkeit an, daß nämlich alle 3 Elektronen rotieren, und zwar auf dem gleichen Kreis und in gleichen Abständen. Dann ergibt sich für die Kraft, die auf ein Elektron in einer stationären Bahn wirkt,

$$K = \frac{mv^2}{r} = ef(r) - \frac{e}{r^2\sqrt{3}}.$$

1) R. A. Millikan, diese Ztschr. 17, 217, 1916.

1) M. Wolfke, diese Ztschr. 17, 198, 1916.

2) Auf die Diskrepanz zwischen den spektroskopisch und den nach andern Methoden bestimmten Werten der universellen Konstanten macht schon Paschen l. c. S. 937 aufmerksam.

Für die Funktion $f(r)$ in diesem System liefert die Rechnung den Näherungswert

$$f(r) = \frac{\left(1 + \frac{1}{\sqrt{3}}\right) e}{r_2}$$

Das bedeutet aber, daß in diesem Falle der Kern die Ladung $\left(1 + \frac{1}{\sqrt{3}}\right) e$ tragen müßte.

Damit ist also gezeigt, daß wenn die Bohrschen Annahmen auch für das Lithiumatom gelten, dann um den Kern immer nur 1 Elektron, wahrscheinlich das Valenzelektron, rotieren kann, während sich die beiden andern in unmittelbarer Nähe des Kernes befinden. Dies hat schon Bohr für das *Li*-Atom als wahrscheinlich vorausgesehen[1]).

Für die theoretische Interpretation der Lage und Struktur der Lithiumlinien ist es unbedingt notwendig, den genauen Wert der Funktion $f(r)$ zu kennen. Dieser Wert läßt sich dadurch erhalten, daß man aus Gleichung (6) i^2 in Abhängigkeit von r berechnet und diesen Wert dann in (1) einsetzt. Eine erste flüchtige Rechnung ergab für $f(r)$ etwa folgende Entwicklung:

$$f(r) = \frac{e}{r^2} + \frac{1{,}7 \cdot 10^{-6} e}{r^{2{,}5}} + \frac{4{,}2 \cdot 10^{-12} e}{r^3} + \cdots \quad (8)$$

Dieser Ausdruck für die Feldstärke gilt vom 2. Ring an nach außen. Über das Atomfeld innerhalb dieses Ringes läßt sich aus spektroskopischen Tatsachen wohl nichts aussagen.

Leider bin ich durch Militärdienst momentan an der Weiterentwicklung dieser Gedanken verhindert, behalte mir jedoch vor, eine präzisere Rechnung für das Feld des Lithiums und dann auch der übrigen Alkalien demnächst in meiner Doktorarbeit durchzuführen.

1) N. Bohr, l. c. S. 491.

Zürich, Dezember 1916.

(Eingegangen 15. Dezember 1916.)

Das periodische System der Elemente in der elementaren Spektralanalyse.

Von Viktor Kutter.

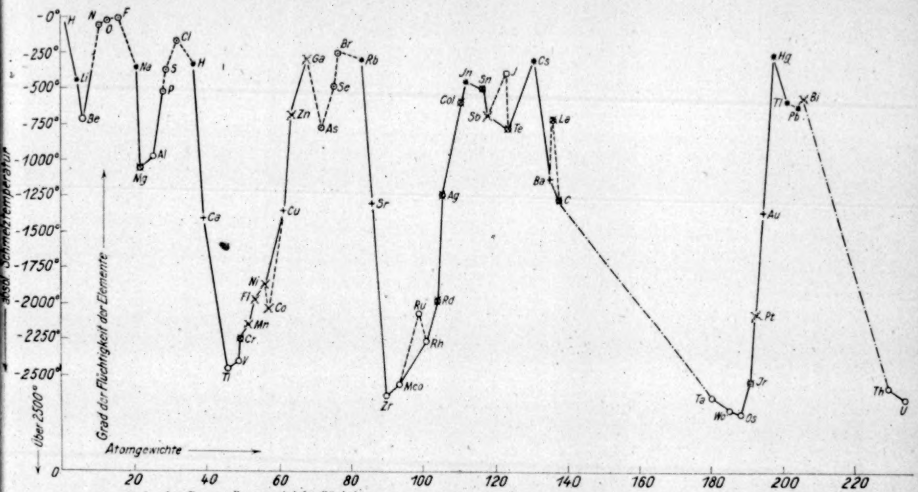
Während die bisherigen Beziehungen zwischen der Spektralanalyse und dem periodischen System vor allem die Lage der Linien betreffen und die Wellenlängen der Haupt- und Nebenserien in einen Zusammenhang mit dem Atomgewichte bringen[1]), oder die Empfindlichkeit der Reaktion betreffen[1]), handelt es sich hier um eine wesentlich einfachere Beziehung, die im Grunde genommen nichts anderes darstellt, als eine direkte Anwendung der bekannten, von W. Nernst formulierten Gesetzmäßigkeit zwischen den Schmelztemperaturen der reinen Metalle und den Atomgewichten[2]); hiernach zeigen die Schmelzpunkte eine große Regelmäßigkeit in ihren periodischen Änderungen mit den Atomgewichten, und diese Gesetzmäßigkeit ist es, die wir verwerten wollen.

Bringt man ein Gemisch verschiedener Metallsalze vor dem Spektralapparat in die Gasflamme, so erscheinen die Linien der einzelnen Elemente bekanntlich nicht gleichzeitig, sondern teilweise nacheinander und verschwinden auch ebenso wieder. Je flüchtiger das Element, desto rascher verschwinden die Linien und man muß sich daher bei der Analyse eines solchen Gemisches an gewisse empirische Regeln halten, wonach man seine Aufmerksamkeit zuerst den flüchtigsten Elementen widmet, und dann in derselben Reihenfolge zu den anderen übergeht, wie die Flüchtigkeit abnimmt. Am flüchtigsten erscheinen die Alkalien, und zwar in folgender Reihenfolge: Cäsium, Rubidium, Kalium, Lithium und Natrium; hieran schließen sich Indium und Thallium an, dann folgen die Erdalkalimetalle Barium, Strontium, Kalzium. Auf diese Weise kann man unter Zugrundelegung der Flüchtigkeit die wichtigeren Elemente der Kationen in vier empirische Gruppen einteilen. Die erste Gruppe umfaßt die bisher aufgezählten und außerdem noch das Blei, Kupfer und Gold, also diejenigen Elemente, die in der Bunsenflamme ein charakteristisches und ausreichendes Spektrum geben. Die zweite Gruppe umfaßt diejenigen Metalle, die in der gewöhnlichen Flamme nur noch ein ungenügendes Spektrum geben, bei denen daher schon der elektrische Funke zu Hilfe gezogen werden muß. Es sind dies: Eisen, Nickel, Kobalt, Zink, Mangan, Platin, Gallium, Antimon und Wismut. Die dritte liefert überhaupt erst mit dem Funken ein Spektrum und enthält Magnesium, Chrom, Zinn, Kadmium, Silber, Palladium, Tellur, Lanthan und Cer. In der letzten Gruppe endlich befinden sich diejenigen Elemente, für die der gewöhnliche Funke nicht mehr ausreicht und wo erst der Flaschenfunke genügt; hierher gehören: Beryllium, Aluminium, Titan, Vanadium, Zirkon, Molybdän,

1) Kayser u. Runge, Wied. Ann. **41**, 302, 1890; **43**, 385, 1891; **46**, 225, 1892; **52**, 93 u. 114, 1894; Rydberg, Wied. Ann. **50**, 625, 1893; **52**, 119, 1894; Balmer, Wied. Ann. **25**, 80, 1885; **60**, 380, 1897.

1) Schuler, Ann. d. Phys. **5**, 931, 1901. Vergleichung der Empfindlichkeit der spektralanalytischen Reaktionen für die Metalle der zwei ersten Gruppen des Mendelejeffschen Systems sowie des Thalliums.

2) W. Nernst, Theoretische Chemie, 4. Aufl. 1903, S. 194–197.



● In der Bunsenflamme leicht flüchtig } und ein gutes Spektrum liefernd.
✚ „ „ „ schwerer flüchtig }
✕ „ „ „ kein brauchbares Spektrum liefernd, wohl aber mit dem Funken.
◼ Nur mit dem einfachen Funken ein Spektrum liefernd.
⊙ Erst mit dem Flaschenfunken ein Spektrum liefernd.

Ruthenium, Rhodium, Tantal, Wolfram, Osmium, Iridium, Thor und Uran.

Da nun die Flüchtigkeit eines Körpers in hohem Maße mit dem Siedepunkt zusammenhängt und dieser im allgemeinen um so höher liegt, je höher der Schmelzpunkt ist, so ist es klar, daß man im großen ganzen für beide Eigenschaften auch dieselben Gesetzmäßigkeiten wird erwarten dürfen. Trägt man daher, wie in der beigegebenen Figur, die Atomgewichte auf der Abszisse und die Schmelzpunkte so auf der Ordinate ab, daß die Temperaturen von oben nach unten gezählt werden, dann liegen die Elemente auf einer Kurve, aus der sich ohne weiteres eine ausgesprochen periodische Gesetzmäßigkeit für die Flüchtigkeit der Elemente ergibt.

In den höchsten Lagen hat man die Alkalimetalle in der früher besprochenen Reihenfolge und außerdem noch das Quecksilber, welches sich sogar schon verflüchtigt, bevor seine Gase zum Glühen kommen und ein Spektrum aussenden. Umgekehrt finden sich in den Minima der Kurve die am schwersten flüchtigen, erst durch den Flaschenfunken verdampfenden Elemente, und zwar mit großer Regelmäßigkeit vom Beryllium mit dem kleinen Atomgewicht 9,1 über das Aluminium und Molybdän bis zum Uran mit dem überhaupt höchsten Atomgewicht 238,5. Zwischen diesen beiden äußersten Lagen verteilen sich die übrigen Metalle ihren Eigenschaften entsprechend, wobei sich immer wieder deutliche Regelmäßigkeiten zeigen, die am klarsten durch die Kurve selbst veranschaulicht sind. Hierbei macht das Silber eine Ausnahme, insofern es entsprechend seiner Lage zwischen Kupfer und Gold eigentlich noch ein reines Flammenspektrum liefern müßte; auch das Gallium fällt etwas aus der Ordnung heraus, da es wie das Indium und Thallium eigentlich sehr leichtflüchtig sein sollte, was in Wirklichkeit nicht ganz zutrifft. Bedenkt man jedoch, daß die Beziehungen des periodischen Systems fast durchweg nur Regelmäßigkeiten und keine zahlenmäßigen Gesetze betreffen, dann können die hier besprochenen Übereinstimmungen als genügend angesehen werden, und die eingangs erwähnten empirischen Arbeitsregeln erfahren auf diese Weise eine tiefere Begründung durch die Einführung der Flüchtigkeit der Elemente in das periodische System.

(Eingegangen 15. Dezember 1916.)

BESPRECHUNGEN.

E. Grimsehl, Lehrbuch der Physik. Zum Gebrauche beim Unterricht, bei akademischen Vorlesungen und zum Selbststudium. In zwei Bänden. Erster Band: Mechanik, Akustik und Optik; zweiter Band: Magnetismus und Elektrizität. Dritte, vermehrte und verbesserte Auflage. gr. 8. XII u. 966 bzw. X u. 542 S. Mit 1063 bzw. 517 Figuren im Text und 2 farbigen Tafeln im ersten und einem Bildnis E. Grimsehls als Titelbild im zweiten Bande. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1914 bzw. 1916. Band I: geh. M. 11.—, geb. M. 12.—; Band II: geh. M. 7.—, geb. M. 8.—.[1])

Fast ebenso schnell wie die erste Auflage dieses trefflichen Lehrbuchs ist die zweite vergriffen gewesen, und der rastlose Schöpfer dieses Werkes mußte an die neue Bearbeitung herangehen. Leider ist es ihm nicht mehr vergönnt gewesen, diese Arbeit zu vollenden. Kurze Zeit nach dem Erscheinen des ersten Bandes — der Umfang war so stark gewachsen, daß eine Teilung in zwei Bände unvermeidlich geworden war — fand der 53 jährige, der bei Ausbruch des Weltkrieges zu den Fahnen geeilt war, auf den blutgetränkten Schlachtfeldern Flanderns den Heldentod. Es ist hier nicht der Ort, zu erörtern, was die deutsche Wissenschaft an diesem trefflichen Manne verloren hat. Das warm empfundene Vorwort, das der Herausgeber des zweiten Bandes, Wilhelm Hillers, diesem Bande vorausgesandt hat, gibt davon Kunde. (Auch diese Zeitschr. **16**, 19, 1915.)

Welche Gesichtspunkte für die Überarbeitung des Werkes maßgebend gewesen sind, geht aus folgenden Sätzen des Vorworts zum ersten Bande hervor. Der Verfasser schreibt hier u. a.: „Ich habe einen Abschnitt mit dem Thema ‚Die Kraftübertragung' von den übrigen vollständig getrennt und diesen Stoff erst nach der Lehre von der Elastizität und Festigkeit behandelt. Dadurch ist eine auch den technischen Bedürfnissen entsprechende Berechnung der Spannungen in den Mechanismen, dem Fachwerk und dem Seilpolygon, sowie eine Berücksichtigung der Reibung möglich geworden. In der Lehre von den Flüssigkeiten ist das Ebbe- und Flutproblem neu behandelt worden; ferner ist die Wirkungsweise der Turbinen eingehender ausgearbeitet worden. Bei den luftförmigen Körpern hat die Behandlung des Flugproblems eine starke Erweiterung erfahren. Die Oberflächenspannung und Kapillarität habe ich neu bearbeitet. Umfangreiche Änderungen und Vertiefungen hat die Wärmelehre erfahren. Besonders ist alles das, was mit den beiden Hauptsätzen der mechanischen Wärmetheorie zusammenhängt, neu bearbeitet worden. In der Lehre vom Licht sind die die Photometrie behandelnden Kapitel erweitert und vertieft worden. Eine starke Ergänzung hat die geometrische Optik durch die Behandlung der Abbildung durch zentrierte sphärische Flächen erfahren. In der physikalischen Optik sind die Interferenzerscheinungen und besonders die Beugungserscheinungen sehr eingehend behandelt worden."

Sind hiermit die größeren und tiefer greifenden Änderungen gegenüber den beiden ersten Auflagen gekennzeichnet, so wird man auch sonst auf Schritt und Tritt die rastlos bessernde Hand verspüren. Überall zeigt sich das erfolgreiche Bestreben, das Werk dem gegenwärtigen Stande der Wissenschaft anzupassen.

Für den zweiten Band hatte der Verfasser größere Änderungen nicht geplant. Wo in einzelnen Fällen umfangreichere Überarbeitungen durch den Fortschritt der Forschung erforderlich geworden waren, haben sich Freunde und Fachgenossen Grimsehls dieser Arbeit unterzogen. So haben H. Geitel den Abschnitt über die Luftelektrizität, J. Classen den letzten Abschnitt über die historische Entwicklung der Elektrizitätslehre überarbeitet. B. Walter hat eine Blitzphotographie und E. Wagner Röntgenspektrumaufnahmen beigesteuert. Für die Drucklegung ist man den Herren W. Koch und W. Hillers zu Dank verpflichtet. Durch die Beifügung des lebensvollen Bildes des Verfassers hat sich die Verlagsanstalt den Dank aller Freunde und Verehrer des zu früh Dahingeschiedenen erworben.

Lehrer und Schüler höherer Lehranstalten, Studierende, die im Anschluß an die Vorlesungen ein Lehrbuch benützen, sowie solche, die durch Selbststudium sich tiefere Kenntnisse in der Physik aneignen wollen, werden aus diesem trefflichen Buche gleichermaßen Nutzen ziehen. Es gehört zu den Werken, die sich einen dauernden Ehrenplatz in der Literatur erworben haben.

Iklé.

J. W. Giltay, De strijkinstrumenten uit een natuurkundig oogpunt beschouwd. gr. 8°. XI u. 103 S. m. 57 Abbildungen im Text. A. W. Sijthoff, Leiden. 1916.

Mit großem Fleiß hat der Verfasser zunächst zusammengetragen, was sich in der Literatur an Einschlägigem finden läßt, und unterzieht nun das so gewonnene Material einer scharfen kritischen Durchsicht, indem er nach Möglichkeit eigene Versuche da einschaltet, wo sich anders ein abschließendes Urteil nicht fällen läßt. Da sämtliche Streichinstrumente gebaut sind wie die Geige und sich von ihr in der Hauptsache nur durch Größe und Tonhöhe unterscheiden, so behandelt er nur diese. Er untersucht die Wirksamkeit eines jeden Teiles der Geige und zwar, worauf frühere Autoren nicht immer genügend geachtet zu haben scheinen, sowohl einzeln als auch im festen Verbande des Geigenkörpers. Denn die, durch die Zargen mit dem Boden fest verbundene und obendrein durch die Stimme an einer Stelle gestützte Decke wird natürlich anders schwingen als eine ebenso geformte freie Holzplatte. Das Resultat der Untersuchung ist kurz folgendes: Die Schwingungen der Saite werden durch den Steg auf die Decke übertragen und wesentlich durch diese einer größeren Luftfläche mitgeteilt. Durch einige ebenso einfache, wie sinnreich erdachte Versuche wird hierbei gezeigt, daß der Steg nicht nur in seiner eigenen Ebene um den — vom Spieler aus gesehen — rechten Fuß schwingt, sondern auch senkrecht dazu um die Fußlinie. Die erstere Bewegung überträgt alle Schwingungen der Saite, die letztere nur die geraden Vielfachen der Grundschwingung. Hierdurch erklärt es sich, daß der Dämpfer, der ja wesentlich nur die zweite Bewegung hemmt, nicht nur die Stärke des Tones herabsetzt, sondern auch seine Klangfarbe verändert. Gegen den Druck der Saiten wird die Decke durch den Baßbalken unterstützt, während die Stimme, in der Nähe des rechten Stegfußes angebracht, diesen einigermaßen festlegt um so ein „Schlingern" des Steges zu verhüten, außerdem aber einen geringen Teil

[1]) 2. Auflage; s. diese Zeitschr. **13**, 838, 1912.

der Bewegung der Decke auf den Boden überträgt. Die F-löcher dienen dazu, den Mittelteil leichter beweglich zu machen, und erst in zweiter Linie, um die Außenluft mit der Innenluft in Verbindung zu setzen. Durch den Boden wird in der Geige ein ganz bestimmtes Luftvolumen eingeschlossen, das einige deutlich nachweisbare Resonanztöne besitzt; doch scheint deren Vorhandensein geringen Einfluß zu besitzen auf Tonstärke und Klangfarbe.

Zum Schluß geht der Verfasser noch auf die so wichtige, bis heute unentschiedene Frage ein, ob Geigen „eingespielt" werden müssen, ob eine an sich gute Geige dadurch an Tonschönheit verliert, daß sie nicht bespielt wird. Ein großer, vielleicht der größte, Teil derer, die ein Urteil darüber haben können, ist ja bis heute dieser Meinung gewesen, und es ist auch bis jetzt keine Tatsache bekannt, die sie beweiskräftig widerlegen könnte. Allein der Verfasser betont, daß sich auch ein wissenschaftlicher Grund, der sie unterstützte, nicht einsehen läßt, daß aber andererseits viele Umstände dazu beitragen können, einen derartigen Effekt vorzutäuschen, so vor allem, daß nach einigem Spielen der Künstler die Fehler seines Instruments kennen und auszuschalten gelernt haben wird.

Man erkennt bei der Lektüre dieses Buches, wie auf einem verhältnismäßig eng begrenzten, systematischer Untersuchung durchaus nicht verschlossenen Gebiete eine große Reihe von Behauptungen durch die Jahrzehnte mit fortgeschleppt werden, deren einige gänzlich unbegründet sind, andere sich direkt gegenseitig widersprechen. Um so dankbarer ist es zu begrüßen, wenn sich einmal, wie hier, ein Autor findet, der diese Behauptungen auf ihren Wert prüft, und der den einzig richtigen Weg, zu greifbaren Resultaten zu gelangen, einschlägt, den Weg exakter experimenteller Untersuchung.

V. Pieck.

W. Ramsay, Moderne Chemie. Ins Deutsche übertragen von M. Huth. 8. 2. Auflage. Halle a. S., Wilh. Knapp. I. Teil. Theoretische Chemie. 158 S. m. 9 Abbildungen. 1908. M. 2.—. II. Teil. Systematische Chemie. 243 S. 1914. M. 3.80.

Der erste Teil des vorliegenden Werkes gibt in kurzer, prägnanter Darstellung die Hauptlinien des historischen Entwicklungsganges der modernen Chemie, sowie ihre wichtigsten theoretischen Grundlagen. Beginnend mit der Entwicklung des Elementbegriffs, werden in den ersten Kapiteln hauptsächlich, in möglichst historischer Folge, die Gesetze von Dalton, Boyle, Gay-Lussac, Dulong und Petit und die Avogadrosche Regel eingeführt. Durch Anführung von Beispielen und eingehende Behandlung des Atom- und Äquivalentbegriffs wird der Leser mit der Handhabung dieser Gesetze vertraut gemacht und anschaulich auf ihre Bedeutung hingewiesen. Hierauf werden die Grundgedanken der kinetischen Gastheorie, die Gesetze des osmotischen Druckes und die mit den Dissoziationserscheinungen zusammenhängenden Gesetze eingeführt und die galvanischen Erscheinungen behandelt. Die weiteren Kapitel gehen tiefer auf die Anwendungen der Gesetze ein und behandeln das periodische System der Elemente, ihre allgemeinsten Darstellungsverfahren, die Valenz und die Strukturformeln, Einteilung und Nomenklatur der Verbindungen. Im Anschluß daran werden die Verfahren zur Bestimmung der Äquivalente und Molekulargewichte der Elemente besprochen, die Erscheinungen der Allotropie, Isomerie, Polymerie, der Tautomerie und in einem besonderen Abschnitt die Stereochemie und die Deutung vieler der vorher besprochenen Erscheinungen mit ihrer Hilfe. Das Schlußkapitel bildet ein Abschnitt über Begriff und Umwandlungen der Energie. —

Der zweite Teil des Werkes sucht das gesamte Gebiet der chemischen Verbindungen systematisch zu umfassen. Er behandelt demgemäß die Verbindungen klassenweise zusammengefaßt. Das erste, mehr einführende Kapitel dient der Erörterung allgemeiner hierher gehöriger Fragen, zunächst einer Präzision der Unterscheidung von Mischungen und Verbindungen, verdeutlicht und ausgeführt an der Analyse der Atmosphäre. Weiter werden hier die Verfahren zur Abscheidung der Elemente aus ihren Verbindungen und die allgemeineren Eigenschaften der Elemente besprochen. An geeigneten Stellen der hierauf folgenden systematischen Behandlung der Verbindungen finden sich mancherlei Ergänzungen zu den Ausführungen des ersten, theoretischen Teils eingestreut, ein Verfahren, welches in der Art der gewählten, besonders eingehend besprochenen Beispiele seine pädagogische Berechtigung hat und die Übersichtlichkeit des Ganzen nicht beeinträchtigt. — Der Verf. bedient sich bei seinen systematischen Darstellungen, wie bei der Behandlung von Einzelbeispielen, in ausgedehntem Maße der Strukturformeln und mit ihnen der Valenzlehre, was der Eleganz und Lebhaftigkeit der Darstellung, die das ganze Werk kennzeichnen, zu großem Vorteil gereicht. Demgegenüber ist, wie häufig bei solchen Werken, eine gewisse Neigung zu bemerken, sich über Schwierigkeiten hinwegzusetzen, wie sie sich bei einer so umfangreichen systematischen Erfassung gerade der anorganischen Verbindungen bieten, deren Behandlung natürlich bei Ramsay im Vordergrunde steht. Im Schlußkapitel, in welchem die Legierungen behandelt werden, tritt die erwähnte Neigung besonders hervor: der Schwierigkeiten, die sich der alten Valenzauffassung bei den Metallverbindungen bieten, ist keinerlei Erwähnung getan, obwohl sich diese Stelle zu einer eingehenden Betrachtung der Valenzfragen von diesem Gesichtspunkte aus besonders eignet. — Das Werk kann bestens empfohlen werden, besonders auch dem Physiker.

S. Kyropoulos.

H. Rübesamen, Über Empfangsstörungen und elektrisch-meteorologische Elemente der Atmosphäre. Dissertation Halle 1915.

Die vorliegende Dissertation, deren Verfasser leider im Felde gefallen ist, enthält Beiträge zu der in den letzten Jahren von vielen Seiten gepflegten Erforschung der Empfangsstörungen der drahtlosen Telegraphie. Die Untersuchungen wurden an vertikalen Antennen mit einer Höhe bis zu 20 m und an horizontalen, in den Erdboden vergrabenen Antennen in Halle-Cröllwitz ausgeführt. Zählungen der Störungen ergaben eine einfache Periode mit einem Maximum in der Nacht und einem Minimum gegen Mittag und einige Minima in der Dämmerungszeit. Gleichzeitigkeit der Störungen in verschiedenen Antennen wurde oft nachgewiesen, war aber nur angenähert vorhanden. Die Störungserscheinungen in vergrabenen Horizontalantennen wichen z. T. erheblich von denen in den Vertikalantennen ab. Eine Anzahl der Störungen hatten vorübergehende Gewitter zur Ursache. Besonders erwähnenswert ist die vom Verfasser zuerst beschriebene Erscheinung, daß bei auffallender, durch Wolken verursachter Unstetigkeit in der Sonnen- oder Mondbeleuchtung der Antenne starke Störungen auftreten. Der erste Teil der Arbeit ist der Bestimmung der elektrischen Zerstreuungskoeffizienten in Abhängigkeit von verschiedenen Witterungsverhältnissen gewidmet.

P. Ludewig.

Tagesereignisse.

Am 13. Dezember 1916, der **100. Wiederkehr des Geburtstages Werner v. Siemens,** fand in dem Lichthofe der Technischen Hochschule zu Charlottenburg eine eindrucksvolle Gedenkfeier statt. Ergreifende musikalische Darbietungen des Berliner Lehrergesangvereins und des Bläserchors der Kgl. Akadem. Hochschule für Musik gaben den Rahmen für die Würdigung des großen Begründers der deutschen Elektrotechnik aus dem Munde der Redner des Tages. Exzellenz Warburg begrüßte die Versammlung; in Vertretung des Reichskanzlers gab Exzellenz Helfferich eine Ansprache und schließlich hielt Reichsrat Oskar v. Miller die eigentliche Festrede. Aus all diesen Reden hob sich lebendig die wundervolle Persönlichkeit Werner von Siemens heraus, als Vorbild der reifen deutschen Männlichkeit unserer Tage, jener wirkungsvollen Legierung weitblickender und ausgreifender industrieller Energie mit der ethischen Energie wissenschaftlicher und sozialphilosophischer Durchdringung. — Eine Reihe von Körperschaften, die in diesem Sinne Werner v. Siemens als Bannerträger der neuen Zeit verehren, haben eine Siemens-Ring-Stiftung begründet, „zur Auszeichnung von Personen, welche sich hervorragende und allgemein anerkannte Verdienste um die Technik in Verbindung mit der Wissenschaft erworben haben". Diese Auszeichnung besteht für Lebende in der Verleihung des künstlerisch ausgestatteten „Siemens-Ringes" nebst Kassette, für Gestorbene in der Errichtung von Denkmälern, in der Kennzeichnung ihrer Persönlichkeit und ihres Wirkens in Bild und Wort, in der Verbreitung ihrer Schriften u. dergl. — Die Rede Oskar v. Millers endete mit der Verkündigung, daß der erste Siemens-Ring an Professor Dr. Carl v. Linde verliehen sei, und daß von den Verstorbenen Ernst Abbe als Erster dadurch geehrt werden soll, daß ein gedrucktes Lebensbild dieses bedeutenden und eigenartigen Mannes in weitesten Kreisen verbreitet wird. — Auch die deutsche Physik rechnet W. v. Siemens zu den Ihrigen und sie nimmt in vorderster Reihe an der Huldigung für den großen Menschen, technischen Gelehrten und Industrieführer teil.

H. Th. S.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Robert Jentzsch für Mathematik, an der Universität Göttingen Dr. Wilhelm Bachmann für anorganische Chemie.

Ernannt: Der Professor der allgemeinen Chemie an der Landwirtschaftlichen Akademie Lemberg-Dublany Dr. Jan Zawidzki zum ord. Professor der Chemie an der Universität Krakau, Dr. R. L. Borger zum a. o. Professor der Mathematik an der Ohio Universität in Athens, Professor G. C. Evans zum o. Professor der Mathematik und Dr. W. C. Graustein zum a. o. Professor der Mathematik am Rice Institut, Dr. S. Lefschetz und Dr. J. Wheeler zu a. o. Professoren der Mathematik an der Kansas Universität in Lawrence, Dr. C. N. Yeaton zum a. o. Professor der Mathematik an der Northwestern Universität in Chicago, der Privatdozent an der Universität Halle Dr. techn. Friedrich Pfeiffer zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität Heidelberg, der Dozent an der Bergakademie Berlin Dr. H. Wölbling zum etatsmäßigen Professor für Analytische und Theoretische Chemie in der Abteilung Bergbau der Technischen Hochschule Berlin, der a. o. Professor der technischen Physik an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Felix Exner zum Direktor der Zentralstelle für Geodäsie und Dynamik und zum ord. Professor der Geophysik an der Universität Wien, der ord. Professor an der Universität Königsberg Dr. Karl Böhm zum ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der Privatdozent an der Universität Gießen Dr. Karl Uller zum a. o. Professor der Physik ebenda, der ord. Professor der allgemeinen und Experimentalchemie an der Universität München Dr. Richard Willstätter zum ord. Mitglied, der a. o. Professor für Physik und Meteorologie an der Technischen Hochschule München Dr. Robert Emden zum a. o. Mitgliede der Mathematisch-physikalischen Klasse der Bayr. Akademie der Wissenschaften in München, der ord. Professor an der Deutschen technischen Hochschule Brünn Dr. Friedrich Niethammer zum ord. Professor der Elektrotechnik an der Deutschen technischen Hochschule Prag, der Observator am meteorologisch-magnetischen Observatorium in Potsdam (z. Z. Assistent der Feldwetterwarte in Brüssel) Dr. Alfred Nippoldt zum Professor.

Verliehen: Dem ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Gießen Dr. Walter König und dem ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Jacob Horn der Titel Geheimer Hofrat, dem a. o. Professor der Pharmazeutischen Chemie an der Universität Münster Dr. Georg Kaßner der Titel Geh. Regierungsrat, dem Privatdozenten der Chemie an der Universität Bonn Dr. Julius Gewecke, dem Dozenten für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Karl Jellinek, dem Privatdozenten für organische Chemie an derselben Hochschule Dr. Max Claass, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Freiburg i. B. Dr. Kurt Heß, dem Privatdozenten an der Universität Göttingen Dr. Hans Gerdien (beurlaubt zum Laboratorium des Wernerwerks von Siemens & Halske, Berlin) und dem Elektrotechniker Direktor der Siemens-Schuckert-Werke Otto Krell in Berlin der Titel Professor.

Angenommene Berufung: Professor Dr. Gustav Mie in Greifswald für den Lehrstuhl der Experimentalphysik an der Universität Halle (vgl. 17, 465, 1916).

Ehrungen: Der Direktor von Philips' Glühlampenfabriken in Eindhoven (Holland) Ingenieur G. L. F. Philips wurde vom Senat der Technischen Hochschule in Delft (Holland) zum Doktor honoris causa ernannt.

Gestorben: Der Privatdozent für Nahrungsmittel- und Pharmazeutische Chemie an der Universität Berlin Dr. Wilhelm Lenz, der frühere Professor der Mathematik an der De Pauw Universität Dr. J. P. D. John, der erste Präsident der American Mathematical Society Dr. E. Mc Clintock, der ord. Professor der Mathematik an der Böhmischen Technischen Hochschule Brünn Dr. Karl Zahradnik, der ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Pisa Dr. Angelo Battelli, der etatsmäßige a. o. Professor der medizinischen Physik an der Universität Leipzig Dr. Otto Fischer, der ständige Mitarbeiter der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Dr. Robert Lindemann.

Gesuche.

Physiker (Dr. phil.)

mit ausgez. Examen (g. v.) sucht Stelle an größ. indust. oder wissensch. Institut. Angebote mit Gehaltsangabe erbeten unter **S. H. 485** an die Expedition der Physikalischen Zeitschrift in Leipzig, Königstraße 2 (S. Hirzel).

Für die Schriftleitung verantwortlich Geh. Regierungsrat Prof. Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.